

выделить точку Чепмена-Жуге в данном случае также не представляется возможным, очевидно, лишь, что она лежит в интервале 25–75 нс, в связи с чем точность определения параметров не высока: массовая скорость равна  $1.80 \pm 0.05$  км/с, давление —  $13.0 \pm 0.4$  ГПа. Эта проблема отмечается и в других работах, посвященных исследованию нитрометана. Параметры химпика удается оценить лишь с большой погрешностью, массовая скорость в пике Неймана равна  $2.60 \pm 0.15$  км/с, что согласуется с результатами работы [2].

Как уже отмечалось, детонационный фронт в НМ является неоднородным, имеет трехмерную ячеистую структуру [1]. Тем не менее, осуществляется не только надежная регистрация скорости в течение достаточно длительного времени, но и хорошая воспроизводимость результатов. Это означает, что неустойчивость выражена достаточно слабо и амплитуда малых возмущений детонационного фронта значительно меньше 7 микрон, поскольку в противном случае наблюдалась бы заметная деформация фольги, что привело бы к резкому изменению интенсивности отраженного лазерного излучения и невозможности регистрации скорости движения границы ВВ – водяное окно. Кроме того, возможно, имеет место усреднение параметров по площади фокального пятна, диаметром около 100 мкм, с которого снимается информация.

**ТНМ/метанол.** Эксперименты проведены с растворами ТНМ/метанол 65/35 (плотностью  $1.207$  г/см<sup>3</sup>) и 50/50 ( $1.071$  г/см<sup>3</sup>), т.е. при концентрации метанола, значительно превышающей стехиометрическую. Для смеси ТНМ/метанол 65/35 результаты подобны тем, что получены для чистого ТНМ. Наиболее яркое различие проявляется лишь в амплитуде химпика, которая в растворе почти вдвое меньше, чем в чистом ТНМ. Это приводит, в частности, к тому, что градиент скорости в зоне реакции близок к величине в волне разгрузки и проблема определения положения точки Чепмена-Жуге становится ещё более сложной, чем это имеет место в ТНМ. Резкое снижение градиента массовой скорости за фронтом ударной волны связано с уменьшением начальной скорости реакции, что, возможно, обусловлено реакцией доли ВВ непосредственно во фронте ударной волны. Косвенным подтверждением этого является размытие ударного скачка вблизи максимума скорости почти на де-

сят наносекунд, что не наблюдалось в чистом ТНМ.

Результаты экспериментов для смеси ТНМ/метанол 50/50, представленные на рис. 4, принципиально отличаются от приведённых выше данных: профили скорости являются осциллирующими, что свидетельствует о неустойчивости детонационного фронта. Осцилляции скорости не имеют отчетливо выраженного периода, тем не менее, характерное время колебаний лежит в интервале 50–100 нс, что соответствует

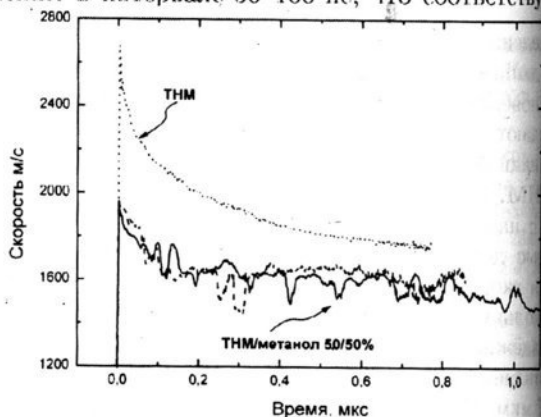


Рис. 4. Сравнение профилей скорости для ТНМ и ТНМ/метанола 50/50.

размеру пространственных неоднородностей порядка 50 мкм.

Полученные результаты показывают, таким образом, что интерферометрический метод является эффективным средством изучения закономерностей развития гидродинамической неустойчивости в химически активных средах при ударно-волновом нагружении. Причем надежно регистрируется неустойчивость течения в том случае, когда амплитуда возмущений составляет величину порядка микрона.

Работа выполнена в рамках проектов МНТЦ 3394 и РФФИ 08-03-00903.

1. А.Н.Дремин, С.Д.Савров, В.С.Трофимов, К.К.Шведов Детонационные волны в конденсированных средах // Москва, Наука, 1970.
2. S.A.Sheffield, R.Engelke, R.R.Alcon et al. // Proceedings Twelfth Int. Detonation Symp., 2002, San Diego, USA, P. 159–166.

## СИНХРОТРОННАЯ ТОМОГРАФИЯ ПЛОТНОСТИ, СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ТРОТИЛА

Тен К.А.<sup>1</sup>, Пруэл Э.Р.<sup>1</sup>, Лукьяничиков Л.А.<sup>1</sup>, Мерзиевский Л.А.<sup>1</sup>, Толочко Б.П.<sup>2</sup>, Жогин И.Л.<sup>2</sup>, Жуланов В.В.<sup>3</sup>, Шехтман Л.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИГиЛ СО РАН, <sup>2</sup>ИХТТМ СО РАН, <sup>3</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск

\*ten@hydro.nsc.ru

Разработана методика восстановления механических параметров стационарного течения: полей вектора массовой скорости,  $\vec{v}(r, z)$ , и дав-

ления,  $p(r, z)$ . Методика основана на решении уравнений газовой динамики при известном распределении плотности. Для цилиндрических за-

рядов прессованного тротила с плотностью  $1.65 \text{ г/см}^3$  определены пространственные распределения скорости и давления. Определены уточненные показатели адиабаты на различных участках разгрузки продуктов.

**Метод восстановления параметров продуктов взрыва.** Для определения пространственного распределения плотности разлетающихся продуктов взрыва использовалась предложенная нами методика, описанная в работах [1, 2]. Заряд детонирующего ВВ просвечивался импульсами СИ, которые регистрировались линейным детектором DIMEX. По записанному распределению поглощения было восстановлено объемное распределение плотности разлетающихся продуктов взрыва при стационарной детонации заряда прессованного тротила с плотностью  $1.65 \text{ г/см}^3$  и диаметром 15 мм. Используя эти данные и уравнения газовой динамики, можно восстановить дополнительные параметры течения, а именно поля скоростей и давлений.

Рассмотрим установившееся течение — распространение детонационной или ударной волны. В системе, связанной с ее фронтом, запишем стационарные уравнения газовой динамики, описывающие это течение:

$$\text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho v_z v_r}{\partial r} + r \frac{\partial \rho v_z^2}{\partial z} = -r \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v_r^2}{\partial r} + r \frac{\partial \rho v_z v_r}{\partial z} = -r \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (3)$$

Разрешая их в области представленной на рис. 1, с соответствующими граничными условиями, можно восстановить поля вектора массовой скорости и давления.

Важно заметить, что выписаны только законы сохранения потока массы и импульса, а часто добавляемые уравнения баланса энергии и состояния среды (или адиабатичности течения) никак не используются. Вместо этого система замыкается известным пространственным распределением плотности. Это позволяет восстановить параметры течения вещества с произвольной термодинамикой.

**Восстановление поля вектора скорости.** В данной работе реализован метод приближенного решения (1)–(3) в предположении потенциальности течения.

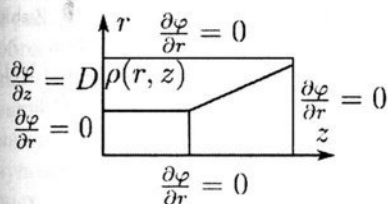


Рис. 1. Расчетная область и граничные условия для потенциала скорости.

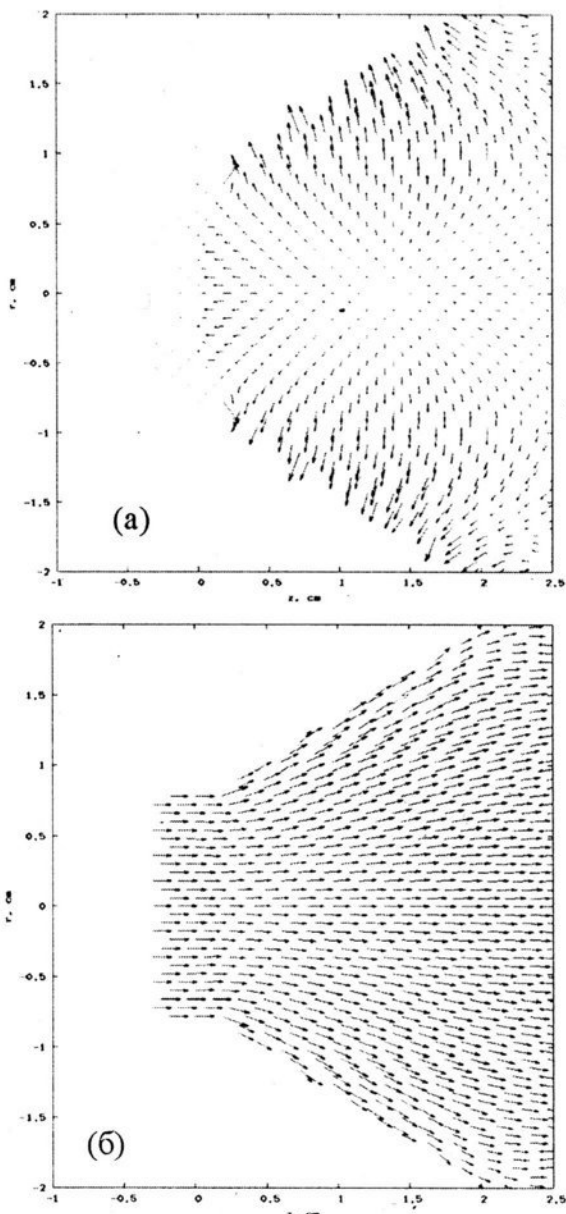


Рис. 2. Поле скорости: (а) неподвижная и (б) движущаяся с фронтом детонационной волны система.

Предположим существование скалярной функции  $\phi(r, z)$ , такой что  $\vec{v}(r, z) = \vec{\nabla} \phi(r, z)$ . Тогда система уравнений (1)–(3) распадается на две независимые части: восстановление вектора скорости только по плотности, и определение давления по известной плотности и скорости течения. Для восстановления скорости уравнение (1) переписывалось в терминах потенциала,

$$\text{div}(\rho \nabla \phi) = 0, \quad (4)$$

и решалось численно, методом итераций, с соответствующими (рис. 1) граничными условиями. Необходимая для решения скорость распространения волны,  $D$ , определялась из дополнительных экспериментов. Полученное поле скоростей приведено на рис. 2.

**Восстановление поля давления.** Для восстановления пространственного распределения

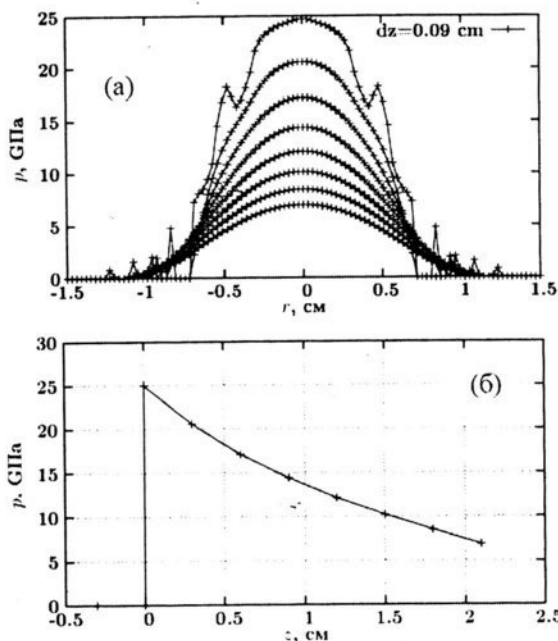


Рис. 3. (а) Распределение давления от радиуса в сечениях при разных  $z$ . (б) Распределение давления вдоль оси  $z$ .

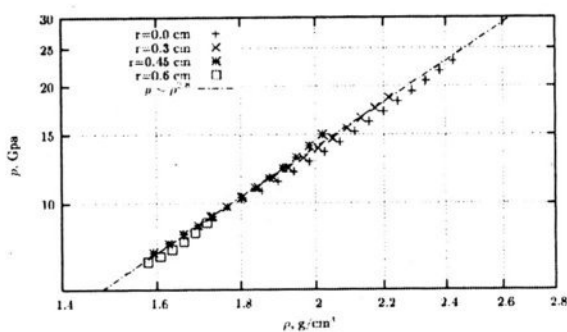


Рис. 4. Адиабата разгрузки продуктов взрыва в координатах давление-плотность вдоль лучей, параллельных оси и проходящих на разных расстояниях от нее.

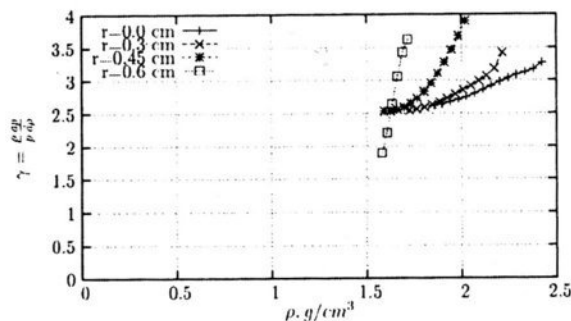


Рис. 5. Локальный показатель политропы.

давления модифицируем уравнения потока импульса (2), (3).

Дифференцируя (3) по  $z$ , (2) по  $r$  и складывая уравнения с подходящими весами, получаем для давления уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 \rho v_z^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \rho v_r^2 r}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial^2 \rho v_r v_z r}{\partial r \partial z} = -\Delta p. \quad (5)$$

Уравнение (5) с условием  $p = 0$  на границе расчетной области также решалось численно, методом итераций.

Результаты методики восстановления поля давления для стационарных волн детонации тротила представлены на рис. 3.

**Адиабата разгрузки продуктов взрыва.** В результате обращения тени, полученной в эксперименте, удалось восстановить все механические параметры течения:  $\rho(r, z)$ ,  $\vec{v}(r, z)$ ,  $p(r, z)$ . Это позволяет представить уравнение состояния продуктов взрыва в виде адиабаты разгрузки в координатах давление-плотность (рис. 4). Полученный результат разумно согласуется с часто используемым приближенным уравнением состояния в виде политропного газа,  $p/\rho^\gamma = \text{const}$ . При этом, наилучшее соответствие для диапазона плотностей от состояния Чепмена-Жуге до примерно начальной плотности достигается (для тротила) при  $\gamma = 2.8$ , что согласуется с данными работ [3].

Реализованная методика позволяет определить более тонкую структуру уравнения состояния продуктов детонации и определить локальный показатель адиабаты  $\gamma = \frac{\rho}{p} \frac{\partial p}{\partial \rho}$ , где  $p$  и  $\rho$  — текущие значения давления и плотности в волне разгрузки. Зависимости  $\gamma$  от плотности вдоль линий, параллельных оси  $z$  и проходящих на разных расстояниях от нее, количественно различаются, но общая тенденция уменьшения  $\gamma$  хорошо видна. Полученная зависимость  $\gamma$  от плотности — это часть перехода уравнения состояния между двумя предельными случаями: плотное вещество с  $\gamma = 3$  и идеальный газ с  $\gamma = 1.4$ .

1. Пруэл Э. Р., Мерзиевский Л. А., Тен К. А., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А., Толочко Б. П., Козырев А. Н., Литвиненко В. В. // ФГВ. 2007. Т. 43. № 3. С. 121–131.
2. Evdokov O. V., Kozurev A. N., Litvinenko V. V., Lukianchikov L. A., Merzhievsky L. A., Pruel E. R., Ten K. A., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Zubkov P. I. // NIMA. 2007. V. 575, № 1. P. 116–120.
3. Баум Ф. А, Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. Изд. 2. М.: Наука, 1975.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР  
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
КАВАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

---

**ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ  
ВЕЩЕСТВА — 2008**

Черноголовка — 2008